N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
AO 1448

ARTICLE PRINCIPAL

Recouvrant en tout

LA THESE DE DOCTORAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

CORGE Charles

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la Thèse : Méthode d'analyse de résonances induites par les neutrons s dans les expériences de transmission par temps de vol et automatisation de ces méthodes sur ordinateur IBM 7094-II.

soutenue le 11 Mai 1967 devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT Président

F. NETTER
P. LEHMANN Examinateurs
A. AMOUYAL

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Ann. Phys., t. 2, 1967, pp. 101-108

Service de Physique Nucléaire a Basse Énergie
Centre d'Études Nucléaires de Saclay
B. P. 2 — 91 - Gif-sur-Yvette

ANALYSE DES RÉSONANCES INDUITES PAR LES NEUTRONS *s* DANS LES EXPÉRIENCES PAR TEMPS DE VOL (*)

Par

C. R. CORGE

UNIV. LEIDEN BIBL.

RÉSUMÉ

L'automatisation, sur ordinateur IBM 7094/II, de l'analyse des résonances induites par les neutrons s dans les expériences de transmission par temps de vol a été accomplie en la décomposant selon un schéma articulé en quatre phases :

1° le traitement des données expérimentales brutes pour obtenir les transmissions interféro-résonnantes,

2° la détermination des grandeurs d'analyse à partir des transmissions précédentes,

3° l'analyse proprement dite des résonances dont les paramètres sont obtenus par la résolution d'un système surabondant. Quatre méthodes d'analyse sont groupées en un même programme,

4° la procédure de vérification graphique.

ABSTRACT

Numerical analysis of transmission resonances induced by s wave neutrons in time-of-flight experiments can be achieved in a fairly automatic way on an IBM 7094/II computer.

The involved computations are carried out following a four step scheme:

1° experimental raw data are processed to obtain the resonant transmissions,

2° values of experimental quantities for each resonance are derived from the above transmissions,

3° resonance parameters are determined using a least square method to solve the over determined system obtained by equalling theoretical functions to the correspondent experimental values. Four analysis methods are gathered in the same code,

4° graphical control of the results is performed.

(*) Cette note résume l'essentiel d'un travail de thèse, à paraître sous forme de rapport du Commissariat à l'Énergie Atomique, Rapport CEA-R 3236.

MASSON et Cie, 120, Bd St-Germain, PARIS (6e)

De nombreuses méthodes ont été mises au point pour effectuer l'analyse des résonances induites par les neutrons *s* lors des expériences de transmission faites par la méthode du temps de vol. La presque totalité de ces méthodes à l'exception de certaines [1] faisait appel à une recherche graphique de la solution à l'aide d'abaques [2] [3] [4] [5] [6] [7] [8]. La première d'entre toutes était fondée sur l'indépendance de l'aire totale sous-tendue par la courbe de transmission, vis-à-vis de la résolution. Bien entendu la mesure d'une telle aire impliquait dans la pratique des approximations de troncature.

Nous nous proposons de décrire ici, dans ses grandes lignes une procédure d'automatisation de l'analyse sur calculateur électronique. Pour maintenir l'expérimentateur en contact avec ses données expérimentales nous avons divisé le processus en quatre phases à chacune desquelles correspond un programme écrit en Fortran II, exploitable sur ordinateur IBM 7094/II. Ce sont :

— le traitement numérique des données expérimentales brutes,
— la détermination des grandeurs d'analyse,
— l'analyse par une méthode de moindres carrés,
— la procédure de vérification graphique.

En ce qui concerne l'analyse proprement dite, nous avons réuni quatre méthodes en un seul programme, celle des aires partielles que nous avons développée, celle des formes que nous avons adaptée, celle du minimum de transmission que nous avons élargie et celle des mi-largeurs à *f* de la profondeur que nous avons inventée.

L'utilisation de variables réduites nous a permis d'isoler l'analyse de son support instrumental et de ramener les résonances groupées en une même analyse à l'échelle de celle sur laquelle, à un instant donné, portent les calculs au cours du déroulement des programmes.

I. — Traitement numérique des données expérimentales brutes. Code SPNBE 084

Le propre du programme qui réalise cette première phase est de s'adapter étroitement aux conditions expérimentales et d'associer en conséquence les différents spectres de temps de vol obtenus avec ou sans interposition de l'échantillon étudié.

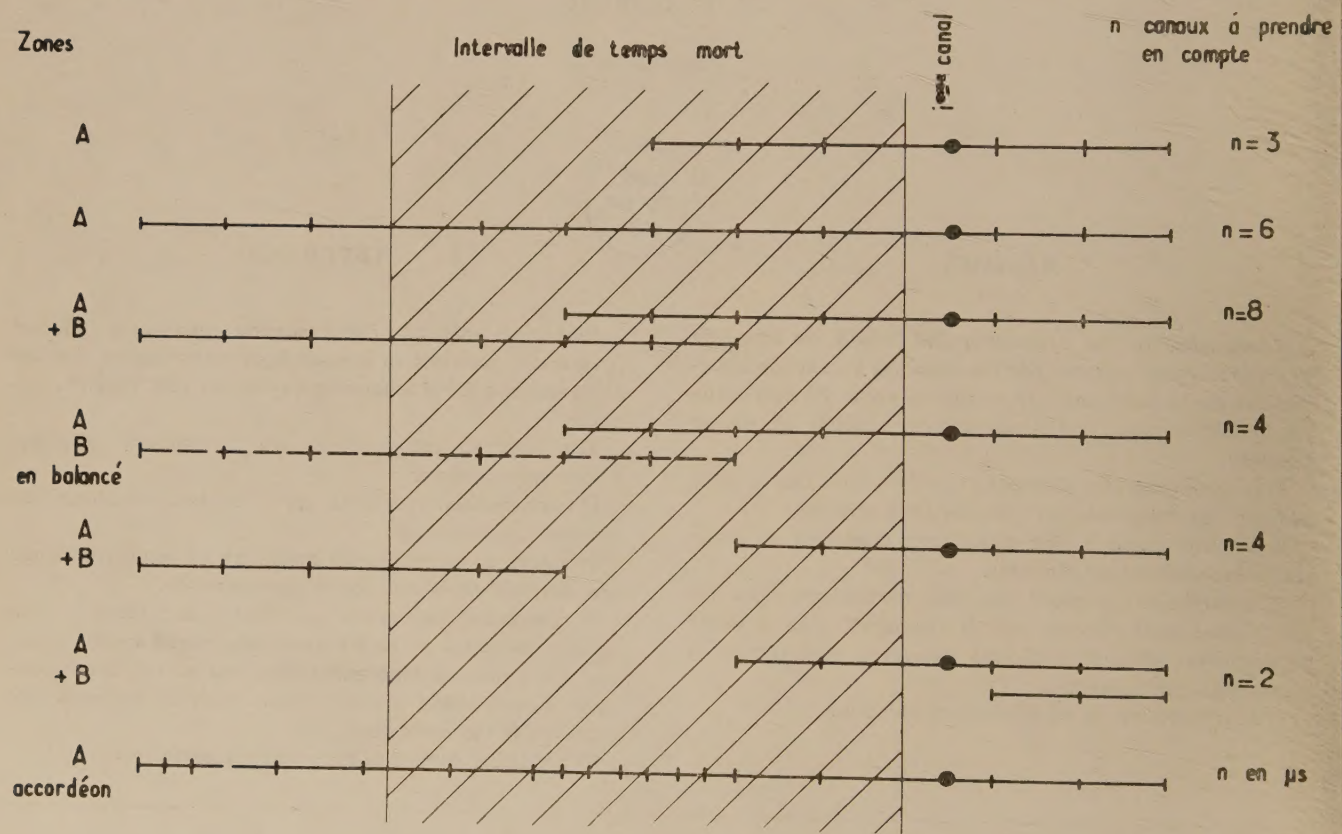


FIG. 1. — *Correction de temps mort dans le* i-*ième canal.* Schéma de différentes conditions de calcul.

I.1. — **Correction de temps mort.** — La première difficulté se présente lorsque l'on veut appliquer les formules de correction de temps mort, non pas qu'elles soient compliquées, mais parce que pour le faire le programme doit être capable d'identifier à tout moment les canaux couverts par l'intervalle de temps mort qui précèdent celui sur lequel doit porter la correction. En fait plusieurs cas peuvent se présenter qui doivent être traités différemment et que schématise la figure 1.

On peut se trouver soit en présence de sélecteurs de temps comportant des zones d'intérêt constituées par des groupes de canaux de largeur ajustable commune à toutes les zones qui peuvent, par ailleurs, se recouvrir, soit en présence de codeurs de temps dont les zones d'intérêt comportent un nombre variable de canaux, les largeurs pouvant cette fois être différentes d'une zone à l'autre.

Dans le premier cas, pour définir les conditions de calcul, le programme affecte des coefficients d'association aux différentes zones d'intérêt prises deux à deux et travaille sur le numéro du canal. Au contraire pour les codeurs du second type, dit accordéon, il devient indispensable d'effectuer les repérages sur l'échelle des temps.

Il se peut aussi que le temps d'acquisition ne soit pas le même pour toutes les zones.

I.2. — **Bruit de fond.** — La loi du bruit de fond se détermine à partir du fond des résonances noires dont l'aspect typique est donné par le premier creux de transmission de la figure 2 qui représente un spectre de temps de vol. L'ordonnée de chaque point est proportionnelle au comptage du canal correspondant.

Des considérations physiques sur la nature de l'origine du bruit de fond conduisent à chercher une loi sous la forme

$$n_i = a_1 + a_2 \sum_{\nu=1}^{\nu=\nu_0} \frac{1}{t_i + \nu T} \qquad (1)$$

T étant la période de la source pulsée, t le temps de vol dans le canal i.

Lorsque le bruit de fond présente un faible gradient, il peut être avantageux de recourir à une représentation polygonale.

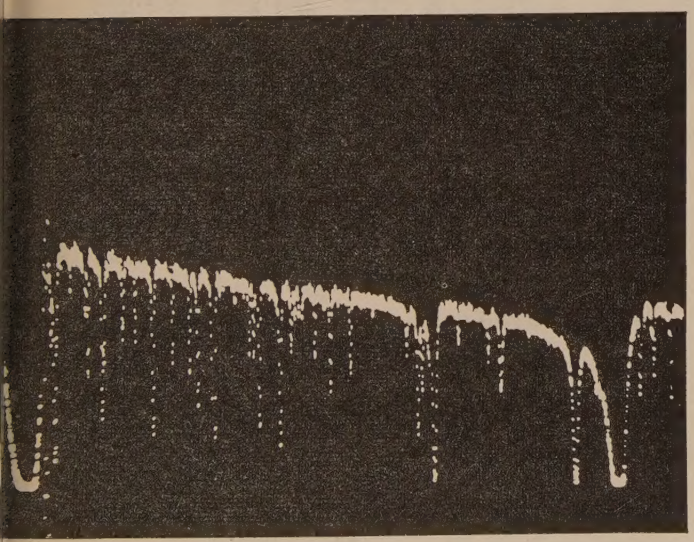


FIG. 2. — *Spectre de temps de vol.*

En abscisse les numéros des canaux.
En ordonnée les comptages.

I.3. — **Calcul des transmissions.** — Si on désigne par N^E_{ci}, N^0_{ci} les comptages respectifs, corrigés du temps mort, obtenus dans le canal i avec et sans interposition d'échantillon, par n^E_i, n^0_i les comptages correspondants déduits de la loi du bruit de fond, la transmission totale expérimentale est donnée d'une façon générale, par

$$T_i = \frac{a^E N^E_{ci} - b^E n^E_i}{a^0 N^0_{ci} - b^0 n^0_i} \qquad (2)$$

où a^E, b^E, a^0, b^0 sont des constantes de normalisation.

Lorsqu'il n'y a pas de spectre blanc on prend pour comptages N^0_{ci} le spectre des ailes éventuellement interpolé par une méthode de moindres carrés au droit des creux de transmission.

Dans le cas simple où l'affinité de la loi du bruit de fond se conserve pour des écrans de différentes épaisseurs, y compris l'écran blanc, on a les relations

$$n^E_i = n^0_i = n_i ; \qquad b^E = b^0. \qquad (3)$$

Si tel n'est pas le cas on utilise la méthode du calage de la loi. Ceci exige la présence d'au moins une résonance noire dans le spectre pour servir de point obligé. En fait on fera en sorte d'avoir plusieurs points de calage et de faire passer la loi au mieux à travers ces points. Par un simple changement de variable ce problème peut être ramené à la détermination, par moindres carrés, de la pente d'une droite passant, d'une part, par l'origine, et d'autre part, au mieux à travers des points dont les deux coordonnées sont entachées d'erreur. Si n'^E_i et n'^0_i sont les comptages calculés par calage à partir de n_i défini en (3), ces comptages remplacent n^E_i et n^0_i dans la relation (2) où il faut alors prendre

$$b^E = a^E ; \qquad b^0 = a^0. \qquad (4)$$

Dans la pratique la meilleure façon d'induire des résonances noires dans un spectre est d'interposer un écran convenablement choisi à cet effet. Ceci permet de construire la loi de bruit de fond propre à chaque spectre. La transmission totale est alors donnée par l'expression (2) compte tenu des relations (4). On obtient de cette façon l'expression la plus sûre de T_i, en même temps que la plus simple.

NUMERO DE L'EXPERIENCE 22064 CAS I PLATINE

ON CALCULE LA LIGNE DE REFERENCE POUR LA (OU LES) 2 RESONANCE(S) SUIVANTE(S)

1 ER= 0.67598E 02
2 ER= 0.66965E 02

TPAC= -0.7990E 00 TPAI= 0.3561E-02
ERREUR SUR TPA= 0.16992E-01

1 1.0513	2 1.0510	3 1.0507	4 1.0505	5 1.0502	6 1.0499	7 1.0496	8 1.0494	9 1.0491	10 1.0488
11 1.0485	12 1.0483	13 1.0480	14 1.0477	15 1.0474	16 1.0472	17 1.0469	18 1.0466	19 1.0464	20 1.0461
21 1.0458	22 1.0456	23 1.0453	24 1.0450	25 1.0448	26 1.0445	27 1.0442	28 1.0440	29 1.0437	30 1.0434
31 1.0432	32 1.0429	33 1.0426	34 1.0424	35 1.0421	36 1.0419	37 1.0416	38 1.0413	39 1.0411	40 1.0408
41 1.0406	42 1.0403	43 1.0400	44 1.0396	45 1.0395	46 1.0393	47 1.0390	48 1.0388	49 1.0385	50 1.0382
51 1.0380	52 1.0377	53 1.0375	54 1.0372	55 1.0370	56 1.0367	57 1.0365	58 1.0362	59 1.0360	60 1.0357
61 1.0355	62 1.0352	63 1.0350	64 1.0347	65 1.0345	66 1.0342	67 1.0340	68 1.0337	69 1.0335	70 1.0332
71 1.0330	72 1.0327	73 1.0325	74 1.0322	75 1.0320	76 1.0317	77 1.0315	78 1.0312	79 1.0310	80 1.0308
81 1.0305	82 1.0303	83 1.0300	84 1.0298	85 1.0295	86 1.0293	87 1.0291	88 1.0288	89 1.0286	90 1.0283
91 1.0281	92 1.0279	93 1.0276	94 1.0274	95 1.0271	96 1.0269	97 1.0267	98 1.0264	99 1.0262	100 1.0260
101 1.0257	102 1.0255	103 1.0252	104 1.0250	105 1.0248	106 1.0245	107 1.0243	108 1.0241	109 1.0238	110 1.0236
111 1.0234	112 1.0231	113 1.0229	114 1.0227	115 1.0225	116 1.0222	117 1.0220	118 1.0218	119 1.0215	120 1.0213
121 1.0211	122 1.0208	123 1.0206							

TPAC= -0.9815F 00 TPAI= 0.3052E-03
ERREUR SUR TPA= 0.16722E-01

1 1.0032	2 1.0031	3 1.0031	4 1.0031	5 1.0031	6 1.0030	7 1.0030	8 1.0030	9 1.0030	10 1.0029
11 1.0029	12 1.0029	13 1.0029	14 1.0029	15 1.0028	16 1.0028	17 1.0028	18 1.0028	19 1.0027	20 1.0027
21 1.0027	22 1.0027	23 1.0026	24 1.0026	25 1.0026	26 1.0026	27 1.0026	28 1.0025	29 1.0025	30 1.0025
31 1.0025	32 1.0024	33 1.0024	34 1.0024	35 1.0024	36 1.0023	37 1.0023	38 1.0023	39 1.0023	40 1.0023
41 1.0022	42 1.0022	43 1.0022	44 1.0022	45 1.0021	46 1.0021	47 1.0021	48 1.0021	49 1.0021	50 1.0020
51 1.0020	52 1.0020	53 1.0020	54 1.0020	55 1.0019	56 1.0019	57 1.0019	58 1.0019	59 1.0018	60 1.0018
61 1.0018	62 1.0018	63 1.0018	64 1.0017	65 1.0017	66 1.0017	67 1.0017	68 1.0017	69 1.0016	70 1.0016
71 1.0016	72 1.0016	73 1.0015	74 1.0015	75 1.0015	76 1.0015	77 1.0015	78 1.0014	79 1.0014	80 1.0014
81 1.0014	82 1.0014	83 1.0013	84 1.0013	85 1.0013	86 1.0013	87 1.0013	88 1.0012	89 1.0012	90 1.0012
91 1.0012	92 1.0011	93 1.0011	94 1.0011	95 1.0011	96 1.0011	97 1.0010	98 1.0010	99 1.0010	100 1.0010
101 1.0010	102 1.0009	103 1.0009	104 1.0009	105 1.0009	106 1.0009	107 1.0008	108 1.0008	109 1.0008	110 1.0008
111 1.0008	112 1.0007	113 1.0007	114 1.0007	115 1.0007	116 1.0007	117 1.0006	118 1.0006	119 1.0006	120 1.0006
121 1.0006	122 1.0005	123 1.0005							

TPAC= -0.9995F 00 TPAI= 0.8592F-05
ERREUR SUR TPA= 0.16688E-01

1 1.0001	2 1.0001	3 1.0001	4 1.0001	5 1.0001	6 1.0001	7 1.0001	8 1.0001	9 1.0001	10 1.0001
11 1.0001	12 1.0001	13 1.0001	14 1.0001	15 1.0001	16 1.0001	17 1.0001	18 1.0001	19 1.0001	20 1.0001
21 1.0001	22 1.0001	23 1.0001	24 1.0001	25 1.0001	26 1.0001	27 1.0001	28 1.0001	29 1.0001	30 1.0001
31 1.0001	32 1.0001	33 1.0001	34 1.0001	35 1.0001	36 1.0001	37 1.0001	38 1.0001	39 1.0001	40 1.0001
41 1.0001	42 1.0001	43 1.0001	44 1.0000	45 1.0000	46 1.0000	47 1.0000	48 1.0000	49 1.0000	50 1.0000
51 1.0000	52 1.0000	53 1.0000	54 1.0000	55 1.0000	56 1.0000	57 1.0000	58 1.0000	59 1.0000	60 1.0000
61 1.0000	62 1.0000	63 1.0000	64 1.0000	65 1.0000	66 1.0000	67 1.0000	68 1.0000	69 1.0000	70 1.0000
71 1.0000	72 1.0000	73 1.0000	74 1.0000	75 1.0000	76 1.0000	77 1.0000	78 1.0000	79 1.0000	80 1.0000
81 1.0000	82 1.0000	83 1.0000	84 1.0000	85 1.0000	86 1.0000	87 1.0000	88 1.0000	89 1.0000	90 1.0000
91 1.0000	92 1.0000	93 1.0000	94 1.0000	95 1.0000	96 1.0000	97 1.0000	98 1.0000	99 1.0000	100 1.0000
101 1.0000	102 1.0000	103 1.0000	104 1.0000	105 1.0000	106 1.0000	107 1.0000	108 1.0000	109 1.0000	110 1.0000
111 1.0000	112 1.0000	113 1.0000	114 1.0000	115 1.0000	116 1.0000	117 1.0000	118 1.0000	119 1.0000	120 1.0000
121 1.0000	122 1.0000	123 1.0000							

FIG. 3. — *Mise en place de la ligne de référence.*

Quel que soit le cas de figure le programme procède à l'estimation des erreurs ΔT_i en assurant la propagation des erreurs associées aux comptages, tout au long de sa structure.

Il est possible de traiter autant d'échantillons qu'on le veut, y compris des échantillons fictifs, pourvu que leur ordre de présentation réponde à quelques règles logiques.

Chaque spectre correspondant est caractérisé par un ensemble de coefficients dont les valeurs décrivent la nature et les conditions d'utilisation. De tels spectres peuvent comporter jusqu'à 65 536 canaux.

Enfin le programme calcule les transmissions expérimentales $(T_{IR})_i$ à partir des T_i en les divisant par la transmission potentielle T_p, soit qu'on connaisse la valeur de cette dernière par ailleurs, soit qu'il en fasse une estimation en effectuant la moyenne des T_i dans une région choisie du spectre.

II. — Détermination des grandeurs d'analyse. Code SPNBE 085

Elles se classent en quatre catégories. Ce sont :

les aires partielles,
les transmissions interféro-résonnantes $(T_{IR})_i$,
les minimums de transmission,
les mi-largeurs à f de la profondeur.

Le point délicat dans la mesure de ces grandeurs est la mise en place de la ligne de référence lorsqu'il n'est pas possible de la reconstituer par continuité

du spectre des ailes. C'est malheureusement un cas fréquent. On fait alors appel à une méthode itérative dans laquelle intervient la valeur de la transmission en deux points pris en deux régions préalablement lissées situées de part et d'autre de la résonance ou du groupe de résonances intéressées. Cette méthode fait également intervenir les valeurs expérimentales des paramètres de résonance par l'intermédiaire des fonctions ψ et Φ définies en (9) et (10), écrites sous leur forme asymptotique. Ainsi la ligne de référence et les paramètres expérimentaux dépendent-ils les uns des autres. Le processus itératif est arrêté lorsque la ligne de référence pivote jusqu'à prendre la position qu'elle est sensée avoir, c'est-à-dire, une horizontale d'ordonnée unité. La figure 3 montre un tel pivotement.

III. — Détermination des paramètres de résonance. Code SPNBE 082

Hypothèse est faite que la section efficace totale en un point d'un intervalle fini couvert par Q résonances peut être décrite par une somme de formules de Breit et Wigner à un niveau

$$\sigma(E'') = \sigma_p + \sum_{j\in Q} a_j[\sigma_j(E'')]_{IR} + \sigma_{ailes}. \qquad (5)$$

E'' est l'énergie des neutrons incidents, σ_p la section efficace de diffusion potentielle, a_j l'abondance isotopique de l'élément responsable de la résonance j, σ_{ailes} la contribution résiduelle de toutes les résonances n'appartenant pas à l'ensemble Q. Par ailleurs

$$[\sigma_j(E'')]_{IR} = \frac{\sigma_{0j}\Gamma_j^2}{\Gamma_j^2+2(E''-E_{R_j})^2}\left[1+\frac{2(E''-E_{R_j})}{\Gamma_j}\operatorname{tg} K_j\right] \qquad (6)$$

où E_{R_j} est l'énergie de résonance, $\sigma_{0j} = \sigma(E_{R_j})$, Γ_j la largeur totale K_j le double du déphasage de l'amplitude de diffusion potentielle.

Compte tenu de l'élargissement Doppler et de l'effet de résolution, il en résulte pour la transmission interféro-résonnante de la k-ième résonance, au point d'abscisse réduite $x_k = 2(E - E_{R_k})/\Gamma_k$, l'expression

$$T_{IR}(x_k) = \frac{1}{\varphi_k\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} T_{IR}(x'_k)\exp\left[-\frac{1}{2}\frac{(x_k-x'_k)^2}{\varphi_k^2}\right]dx'_k \qquad (7)$$

φ_k étant la largeur de résolution réduite et $T_{IR}(x'_k)$ étant donné par

$$T_{IR}(x'_k) = \exp\left[-n\sum_{j\in Q} a_j\sigma_{0j}(\psi_{jk} + \Phi_{jk}\operatorname{tg} K_k)\right] \qquad (8)$$

où n est l'épaisseur de l'écran et ψ_{jk}, Φ_{jk} des fonctions définies par

$$\psi_{jk}(B_{jk};\, x'_j) = \frac{1}{B_{jk}\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{1+x''^2_j}\exp\left[-\frac{(x'_j-x''_j)^2}{B_{jk}^2}\right]dx''_j \qquad (9)$$

$$\Phi_{jk}(B_{jk};\, x'_j) = \frac{1}{B_{jk}\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{x''_j}{1+x''^2_j}\exp\left[-\frac{(x'_j-x''_j)^2}{B_{jk}^2}\right]dx''_j \qquad (10)$$

avec

$$B_{jk} = \beta_j\frac{\Delta_k}{\Delta_j} \quad \text{et} \quad \beta_j = \frac{2\Delta_j}{\Gamma_j},$$

Δ_j étant la largeur Doppler, et

$$x'_j = (x'_k - \bar{x}_{jk})\frac{\Gamma_k}{\Gamma_j} \quad \text{où} \quad \bar{x}_{jk} = 2(E_{R_j} - E_{R_k})/\Gamma_k. \qquad (11)$$

Ceci étant on peut définir les quatre fonctions d'analyse suivantes

a) **La fonction d'aire.** — C'est l'aire du creux de transmission comprise entre les deux limites verticales

$$\alpha_{k,i} = (-1)^{i+1}(E_{R_k} - E_i)/\Delta_k,\ i = 1,\ 2.$$

Elle s'écrit

$$\frac{1}{\Delta_k}A_{IR}(\alpha_{k,1},\ \alpha_{k,2}) = \alpha_{k,1} + \alpha_{k,2} - \frac{1}{2B_{kk}}\int_{-\infty}^{+\infty} T_{IR}(x'_k)\sum_{i=1}^{i=2}\operatorname{erf}\left(\frac{\alpha_{k,i}B_{kk} - (-1)^i x'_k}{\varphi_k\sqrt{2}}\right)dx'_k \qquad (12)$$

b) **La fonction de forme.** — C'est la transmission interféro-résonnante

$$T_{IR}(\alpha_{k,i}) = \frac{1}{\varphi_k\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} T_{IR}(x'_k)\exp\left[-\left(\frac{x_{k,i}B_{kk} - (-1)^i x'_k}{\varphi_k\sqrt{2}}\right)^2\right]dx'_k \quad i = 1 \text{ ou } 2 \qquad (13)$$

c) **La fonction du minimum de transmission.** —

$$T_{IR}(\alpha_{k,\min}) = \min T_{IR}(\alpha_{k,i}),\ i = 1 \text{ et } 2. \qquad (14)$$

d) **La fonction des largeurs de transmission.** — Ce sont les largeurs partielles droites et gauches dénotées $\gamma^{(i)}_{k,f}$ $i = 1,2$, mesurées en unités Δ_k à f de la profondeur du creux de transmission, solutions de la double équation

$$T_{IR}\left(\gamma^{(i)}_{k,f}\right) = (1-f)T_{IR}(\alpha_{k,\min}) + f \quad i = 1,\ 2. \qquad (15)$$

L'analyse des résonances a pour objet la détermination des paramètres E_{R_k}, σ_{0k}, Γ_k de chacune d'entre elles. Elle se fait par la résolution d'un système surabondant d'équations dont les premiers membres théoriques ont pour expression l'une quelconque des fonctions

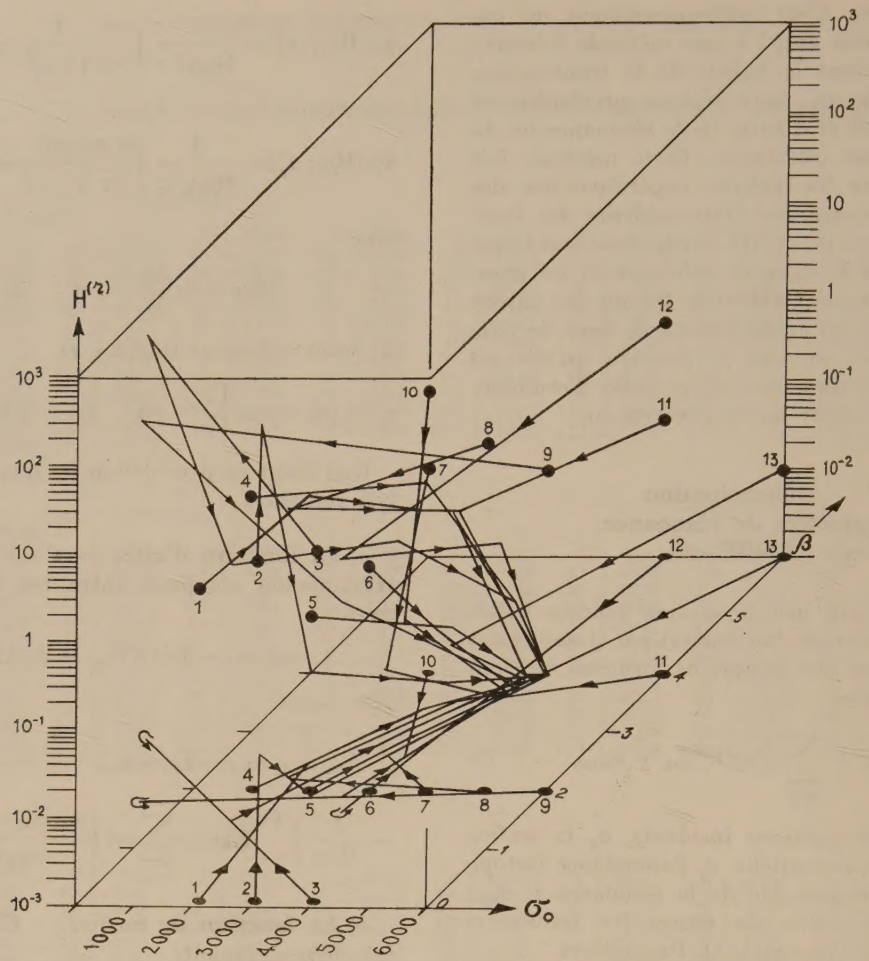


FIG. 4. — *Méthode des formes. Exemples de cheminements convergents dans l'espace* (χ^2, β, σ_0) *avec leur projection sur le plan* (β, σ_0).

d'analyse prise parmi les quatre fonctions décrites ci-dessus afférentes à une même résonance k, mais choisie à la convenance de l'expérimentateur compte tenu des circonstances, c'est-à-dire qu'il y a quatre méthodes d'analyse utilisables simultanément et groupées en un même code. Les seconds membres du système sont les valeurs expérimentales des grandeurs d'analyse du § II.

Cette résolution est faite par une méthode de moindres carrés classique appliquée aux fonctions préalablement linéarisées. Elle a pourtant un trait particulier. Lorsque les critères de convergence ne sont pas satisfaits alors que le χ^2 remonte les itérations sont reprises à partir du point médian résultant des deux dernières d'entre elles.

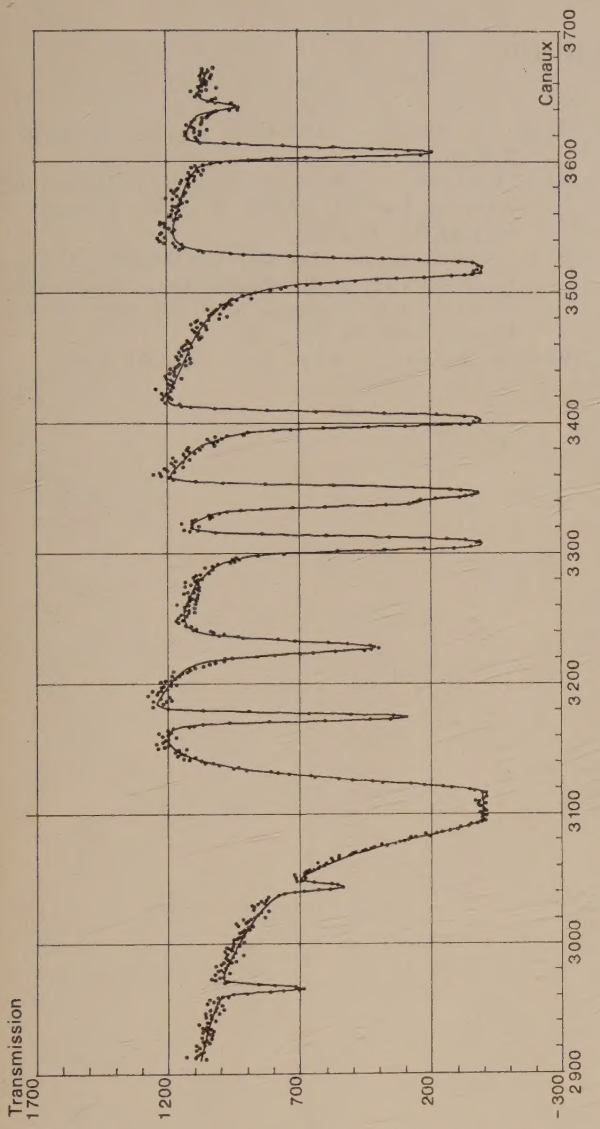
La figure 4 montre que le cheminement vers la solution emprunte une vallée de la surface (χ^2, β, σ_0) sur le flanc de laquelle l'élargissement Doppler et l'effet de résolution font que pratiquement toute estimation grossière des paramètres expérimentaux s'y trouve.

L'économie de temps et d'encombrement mémoire étant essentielle, les fonctions ψ et Φ ne sont calculées en des points donnés x' de la partition d'intégration que pour le premier point expérimental de chaque résonance. En outre, le calcul des dérivées partielles est effectué dans un ordre tel que les fonctions ψ et Φ nécessaires puissent être conservées en mémoire jusqu'au tout dernier moment. Ces considérations exigent un entrelacement des calculs et le réarrangement des points expérimentaux.

IV. — Procédure de vérification. Code SPNBE 109

C'est un contrôle graphique des résultats de l'analyse par comparaison entre la courbe théorique d'analyse et les points expérimentaux. La figure 5 en est une illustration. Elle porte sur 14 résonances.

Il faut noter que cette procédure sert très souvent de moyen direct d'analyse.



Analyse de résonances induites par les neutrons

CONTRÔLE GRAPHIQUE
PAR SUPERPOSITION DE COURBES
DE TRANSMISSION INTERFÉRO-RÉSONNANTE

COURBE THÉORIQUE EN TRAIT CONTINU
POINTS EXPÉRIMENTAUX MARQUÉS PAR X

CORPS ÉTUDIÉ PLATINE ÉPAISSEUR 0,46200E-01

Énergies (EV)	Largeurs (EV)	Sigma (B)	Énergies (EV)	Largeurs (EV)	Sigma (B)
—	—	—	—	—	—
700,00	4,000	1 658	629,15	0,120	56
612,97	0,120	50	600,14	1,250	1 248
587,28	0,124	200	577,20	1,160	31
562,58	0,234	512	557,09	0,120	160
555,70	0,240	362	545,98	0,254	500
526,62	0,390	666	512,61	0,140	205
507,33	0,120	20	488,00	1,000	610

V. — Analyse multiniveaux. Code SPNBE 415

On peut la faire

a) soit avec le programme précédent en introduisant une valeur fictive pour σ_p telle que pour deux résonances voisines j, k, on ait [9]

$$\frac{\sigma_{p_k(\text{fictif})}}{\sigma_{p_k(\text{réel})}} = \left[1 - \frac{2}{K_k}\frac{\Gamma_{aj}}{\Gamma_k}\frac{1}{\bar{x}_{jk}}\right]^2 \tag{16}$$

Γ_{nj} étant la largeur de diffusion des neutrons.

b) soit en utilisant un formalisme multiniveaux [10] avec lequel la transmission totale pour l'énergie E s'écrira

$$T(E) = \exp\left[-4\pi n\lambda\!\!\!^{-2}\sum_J g_J \frac{[\sin k_a - k_a R_J(E)\cos k_a]^2}{1 + k^2 a^2 R_J^2(E)}\right] \tag{17}$$

où g_J est le facteur statistique de spin J, et avec

$$R_J(E) = \sum_J \frac{1}{2ka}\frac{\Gamma_{n\lambda J}}{E_{R_\lambda} - E} \tag{18}$$

λ désignant le niveau, $\lambda\!\!\!^{-}$ étant la longueur d'onde des neutrons incidents d'énergie E, $k = \lambda\!\!\!^{-1}$, a le rayon nucléaire.

Dans le canal i la transmission totale s'écrit

$$T(E_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(E) f(E_i - E) dE \tag{19}$$

$f(E_i - E)$ étant la fonction de résolution.

$T(E_i)$ est calculée sur une partition définie directement à partir de celle des canaux.

VI. — Utilisation des programmes

Outre l'analyse des résonances, les programmes très succinctement décrits ci-dessus permettent :

a) la détermination de J, soit à partir du couple de valeurs (σ_0, Γ), soit à partir de la considération du terme d'interférence entre résonances de même spin, soit à partir des valeurs du maximum et du minimum de transmission ;

b) la détermination de la section efficace potentielle ;

c) la détermination du caractère *s* ou *p* des résonances ;

d) l'étude des propriétés statistiques des niveaux ;

e) la confirmation ou l'infirmation de l'existence des résonances difficiles à observer. Il faut souligner à cet égard que les résultats acquis avec ces méthodes automatisées portent désormais non plus sur quelques noyaux éventuellement groupés, mais ont permis des échantillonnages de 60 à 100 niveaux par corps. Il est même devenu possible de considérer séparément les familles de spins différents pour les études statistiques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] S. E. ATTA et J. A. HARVEY. — Rapport ORNL 3205 et communication privée.
[2] E. MELKONIAN, W. W. HAVENS, Jr et L. J. RAINWATER. — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 702.
[3] D. J. HUGUES. — *J. Nucl. En.*, 1955, **1**, 237.
[4] L. M. BOLLINGER et J. P. MARION. — Rapport ANL 5754, 1957, 11.
[5] C. R. CORGE. — Rapport CEA 1998, CEN Saclay, 1961.
[6] C. R. CORGE. — Rapport CEA-R 2780, CEN Saclay, 1965.
[7] K. K. SETH. — *Annals of Physics*, 1959, **8**, 223-249.
[8] J. E. LYNN. — Rapport Harwell AERE, R 3353 ; Rapport Harwell AERE, R 3354 ; Rapport Harwell AERE, R 3355.
[9] J. JULIEN, S. DE BARROS, G. BIANCHI, C. CORGE, V. D. HUYNH, G. LE POITTEVIN, J. MORGENSTERN, F. NETTER, C. SAMOUR et M. VASTEL. — *Nuclear Physics*, 1966, **76**, 391, 432.
[10] R. G. THOMAS. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 224.

IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A. — LAVAL